

Выводы:обеспечение стабильной электрической энергии залог работы аппаратуры в штатном режиме работы и непрерывности производственного процесса. В данной статье приведены основные методы стабилизации ЭЭ. Другие методы имеют либо большую стоимость реализации, либо масса-габаритные показатели, либо же будут иметь недостаточную точность выходных величин, потому необходимо учитывать, что именно требуется от регулятора и выбирать в соответствие с поставленной задачей.

Список литературы:

1. Бесперебойное электроснабжение. Инжиниринговый центр и интернет-магазин. [Электронный ресурс]: Режим доступа: свободный(22.11.17). http://www.tdm.ru/equipment/section.php?SECTION_ID=390
2. Дизельные электростанции. Регуляторы частоты вращения. [Электронный ресурс]: Режим доступа: свободный (22.11.17). <https://www.adkom.ru/reg-chast-vrash/>
3. Дизельные электростанции. Регуляторы напряжения. [Электронный ресурс]: Режим доступа: свободный(22.11.17). <https://www.adkom.ru/avr>
4. Инженерные системы. [Электронный ресурс]: Режим доступа: свободный (22.11.17). <http://stroysss.ru/systems/electrichestvo/395.html>

**ФОН ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ ПРИ НЕКОНСЕРВАТИВНОЙ
ЗЕРНОГРАНИЧНОЙ ДЕФОРМАЦИИ В МЕТАЛЛАХ**

В.Г. Кульков, профессор

Филиал Национального исследовательского университета МЭИ,

399110, г.Волжский, пр.Ленина,69

E-mail: vikulkov@yandex.ru

Демпфирующая способность металлических материалов определяется уровнем внутреннего трения, рассеивающего энергию вибраций. Это свойство материалов бывает востребованным при эксплуатации механизмов и машин. Весьма важным видом деформации поликристаллических металлов является зернограничное проскальзывание. Известно, что оно определяет значительный вклад во внутреннее трение как пикового, так и фоновое характера. Классические модели этого явления используют как правило представления о плоских границах зерен, скольжение по которым имеет однородный характер. Реальные границы всегда содержат неизбежные отклонения от плоских конфигураций и содержат различного рода ступеньки, фасетки и другие неровности. Их учет приводит к смешанному механизму скольжения с большой долей неконсервативных процессов диффузионного характера.

Рассмотрим одномерную модель смещения двух сопрягающихся зерен вдоль границы, содержащей ступени противоположного знака с плоскими участками между ними. Одни из них переводят границу в параллельную плоскость на расстояние, равное высоте ступеньки d , а другие возвращают назад. Вдоль границы действует переменное напряжение простого сдвига с частотой ω . На ступенях имеются нормальные напряжения растяжения и сжатия. Химические потенциалы вакансий на них имеют противоположные знаки, что приводит к их диффузионным

потокам, определяющим скорость проскальзывания.

Общий метод решения подобных задач изложен в [1]. Решается уравнение диффузии для избыточной в сравнении с равновесной концентрации вакансий

$$\frac{\partial C_b(x,t)}{\partial t} = D_b \frac{\partial^2 C_b(x,t)}{\partial x^2} \quad \text{с граничными условиями} \quad C_b(0,t) = C'_b \exp(-i\omega t),$$

$C_b(l/2,t) = 0$ Это соответствует периодическим условиям на ступеньке и нулевым по концентрации в середине плоского сегмента. Решение имеет вид

$$C_b(x,t) = C'_b \frac{\sin(\gamma(1+i)(l-x))}{\sin(\gamma(1+i)l)} \exp(-i\omega t), \quad (1)$$

где $\gamma = \sqrt{\frac{\omega}{2D_b}}$, D_b – граничный коэффициент диффузии вакансий, x – координата

вдоль направляющей плоского участка границы, C'_b – постоянная, линейно связанная с амплитудой действующего напряжения и определяемая из учета эффекта подстройки напряжения [2]. Скорость взаимного смещения зерен

$x = j\delta\Omega/d$ выражается через плотность потока вакансий $j = -2D_b \left. \frac{\partial C_b(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0}$. Здесь

Ω – атомный объём, δ – диффузионная ширина границы. С такой скоростью проскальзывания связано напряжение на плоских участках границы $y_1 = \eta^{-1}x$, где η^{-1} – эффективная вязкость границы. Баланс сил на плоских участках и ступенях имеет

вид: $2\gamma l = 2l\gamma x + \frac{C'_b dkT}{C_{0b}\Omega} \exp(-i\omega t)$. Из выражений для напряжения и скорости

проскальзывания получаем величину внутреннего трения $Q_1^{-1} = \frac{\Delta W}{2\pi W}$. Здесь в

числителе стоит энергия, рассеянная за один период, а в знаменателе – упругая

энергия, запасённая в объёме V_0 зерна $W = \frac{V_0 \sigma_0^2}{2G}$. С учетом (1) находим:

$$Q^{-1} = \frac{2iGl \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \sqrt{F(2\gamma l)}}{R^2 \gamma_{\text{ш}}} \left[(\sin(2\gamma l) + \lambda F(\gamma l))^2 + (\text{sh}(2\gamma l) + \lambda F(\gamma l))^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

Здесь G – модуль сдвига, R – средний размер зерна, θ – геометрический фактор, l – расстояние между ступенями, C_{0b} – равновесная концентрация вакансий в границе, а

также $\text{tg} \varphi_1 = \frac{\sin 2l\gamma - \text{sh} 2l\gamma}{\sin 2l\gamma + \text{sh} 2l\gamma + 2\lambda F(\gamma l)}$, $\text{tg} \varphi_2 = \frac{\sin 2l\gamma - \text{sh} 2l\gamma}{\sin 2l\gamma + \text{sh} 2l\gamma}$, $F(z) = \sin^2 z + \text{sh}^2 z$.

$$\lambda = \frac{d^2 kT}{4D_b \delta \Omega^2 C_{0b} \gamma l}$$

Параметр $\lambda = v_s/v_d$ имеет смысл отношения скорости собственного проскальзывания по границам без ступенек и скорости неконсервативного процесса, реализуемого диффузией между ступеньками. Механизм первого из этих процессов не предполагает диффузии вакансий на дальние расстояния в границе, а определяется долько локальными перестройками ее атомной структуры [3]. Оценки показывают, что во многих случаях $\lambda \gg 1$. Преобразуя выражение (2) в случаях высоких и низких температур, можно получить выражения для внутреннего трения.

$$Q^{-1} = \frac{40G\Omega^2\delta C_{0b}}{R^2d^2kT} \frac{D_b}{\omega}, \quad \gamma l \ll 1; \quad (3)$$

$$Q^{-1} = \frac{40Gl^2\Omega^2\delta C_{0b}}{R^2d^2kT} \sqrt{\frac{D_b}{\omega}}, \quad \gamma l \gg 1. \quad (4)$$

На рисунке 1 приведена зависимость логарифма величины внутреннего трения от обратной температуры. Согласно (3) и (4) здесь имеются два прямолинейных участка с различающимися в два раза тангенсами углов наклона к оси абсцисс.

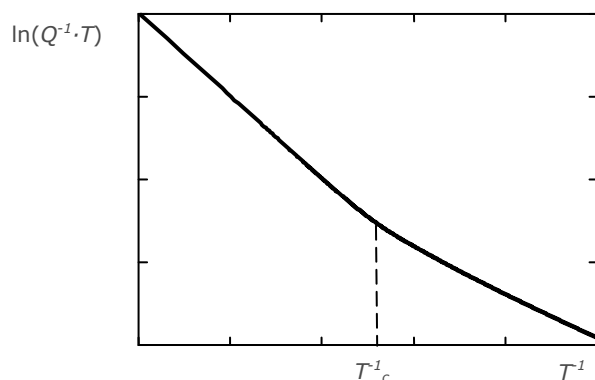


Рис. 1. Характер зависимости логарифма внутреннего трения от обратной температуры в условных единицах.

Подобный результат наблюдался неоднократно ранее в системах с различными неоднородностями на границах [4, 5]. Такой вид зависимости внутреннего трения можно понять из следующих соображений. Поток вакансий из ступеньки определяется градиентом их концентрации, пропорциональным $j \sim D_b C_b / l_d \sim D_b \sigma_0 / l_d T$, где l_d – диффузионная длина вакансий, σ_0 – амплитуда напряжения. Тогда потери ΔW за период колебаний T_0 пропорциональны $\Delta W \sim j \sigma_0 T_0 \sim D_b T_0 \sigma_0^2 / l_d T$, упругая энергия $W \sim \sigma_0^2$. Следовательно, $Q^{-1} \sim D_b T_0 / l_d T$. При низких частотах или высоких температурах диффузия успевает пройти на всем плоском сегменте, поэтому за диффузионную длину можно принять его размер l , который от периода колебаний не зависит, тогда $Q^{-1} T \sim D_b T_0 \sim D_b / \omega$. В области высоких частот или низких температур основную роль в диффузионных процессах играют области вблизи границ сегмента протяженностью $l_d \sim \sqrt{2D_b T_0}$. В этом случае $Q^{-1} \cdot T \sim \sqrt{D_b T_0} \sim \sqrt{D_b / \omega}$. В отсутствие ступенек зависимость имела бы вид прямой без областей излома. Температура T_c соответствует равенству диффузионной длины вакансий размеру плоского сегмента. Определив в эксперименте эту температуру, можно оценить расстояние между ступеньками на межзеренной границе.

Список литературы:

1. Кульков В.Г. Межкристаллитное проскальзывание вдоль фасетированных границ зерен // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные

исследования. – 2005. – № 11. – С. 108-112.

2. Кульков В.Г. Диффузионная модель внутреннего трения в нанокристаллическом материале // Журнал технической физики. – 2007. – Т. 77. – № 3. – С. 43-48.

3. Кульков В.Г. Межзеренное проскальзывание по границе, сопрягающей плотноупакованную и некристаллографическую плоскости // Вестник МЭИ. – 2005. – № 5. – С. 96 – 100.

4. Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах / С.А. Гриднев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2012. – 352 с.

5. Калинин Ю.Е., Даринский Б.М. Высокотемпературный фон внутреннего трения в твердых телах // МиТОМ. – 2012. – №5. – С. 15 – 18.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ПОЛОЖЕНИЯ РОТОРА КОМПОНЕНТА УПРАВЛЯЕМОГО АСИНХРОННОГО КАСКАДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРИВОДА.

Афанасьев Виктор Леонидович – аспирант, ассистент кафедры электроснабжения промышленных предприятий, тел. 8-952-833-4627, E-mail: buguvix@mail.ru

Карандей Владимир Юрьевич – канд. техн. наук, доцент кафедры электроснабжения промышленных предприятий

Сташ Адам Нурбиевич – студент, гр.15-3НМ-ЭЭ1

Кубанский государственный технологический университет, 350072 г.Краснодар, ул. Московская 2

Большой сложностью при проектировании электрических приводов различных конструкций [1-2] является расчет электромагнитных параметров компонентов [3-4]. Необходимо применять сложный математический аппарат [5-7] для определения магнитных параметров, даже для неподвижной системы, тем более большой сложностью является определение магнитных параметров при изменении положения ротора, так как происходит постоянное и непрерывное изменение магнитных параметров, в частности магнитных сопротивлений. Предлагается новый подход к определению магнитных параметров для подвижной системы координат [8]. Приведен пример определения магнитных параметров типового электрического двигателя АИР63А4У3.

1 Определение магнитных сопротивлений статора

При изменении положения ротора происходит постоянное изменение величины магнитных параметров в частности магнитных сопротивлений участков магнитной системы электрической машины таких как: зубцовая зона статора и ротора, а также воздушного зазора (рисунок 1;2;3). Нам удалось получить расчетные формулы позволяющие определить магнитные сопротивления при изменении положения ротора.

Магнитные сопротивления находятся по следующей зависимости: